Auslösung von Sekundärelektronen durch Wasserstoff-Kanalstrahlen in Metallen

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

einer Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Eberhard-Karls-Universität

zu Tübingen

Vorgelegt von

Gerhard Schneider

1 9 3 1

Johann Ambrosius Barth in Leipzig

Referent: Prof. Dr. H. Geiger

Tag der mündlichen Prüfung: 2. Juli 1931

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderdruck aus „Annalen der Physik"
5. Folge, Band 11, Heft 3. 1931

Printed in Germany
Druck von Metzger & Wittig in Leipzig 161

Meinen lieben Eltern

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550003_0084

I. Einleitung

Die Erscheinungen beim Durchgang von Kanalstrahlen durch Materie sind in neuester Zeit durch Arbeiten über Ionisation, Reichweite, Umladungen, Geschwindigkeitsverluste und Streuung von Kanalstrahlen in ihrer Natur und Gesetzmäßigkeit richtig erfaßt worden und ermöglichten wertvolle Schlüsse auf den Einzelprozeß des Kanalstrahlenstoßes. In einem wesentlichen Punkt bedurfte dieses Problem jedoch noch eingehender Untersuchung: Es waren noch keine experimentellen Erfahrungen darüber vorhanden, welche Energien beim Kanalstrahlenstoß auf die Sekundärelektronen übertragen werden können. Denn die bisher veröffentlichten Angaben über die Geschwindigkeitsverteilung solcher durch Wasserstoffkanalstrahlen ausgelöster Sekundärelektronen von Füchtbauer[1]) und Baerwald[2]) stützten sich nur auf die Beobachtung von Elektronen, die beim Aufprall von Kanalstrahlen auf massive Metallplatten an deren Vorderseite austraten. Einfache stoßtheoretische Überlegungen lassen aber erwarten, daß überhaupt keine Sekundärelektronen beim Stoß von der Kanalstrahlenrichtung um mehr als 90^0 abgelenkt werden. Beobachtet man größere Winkel, so muß es sich um mehrfache Streuung der Sekundärelektronen handeln. Die Stoßmechanik verlangt ferner, daß die Sekundärelektronen mit den höchsten Geschwindigkeiten in Stoßrichtung der Kanalstrahlen

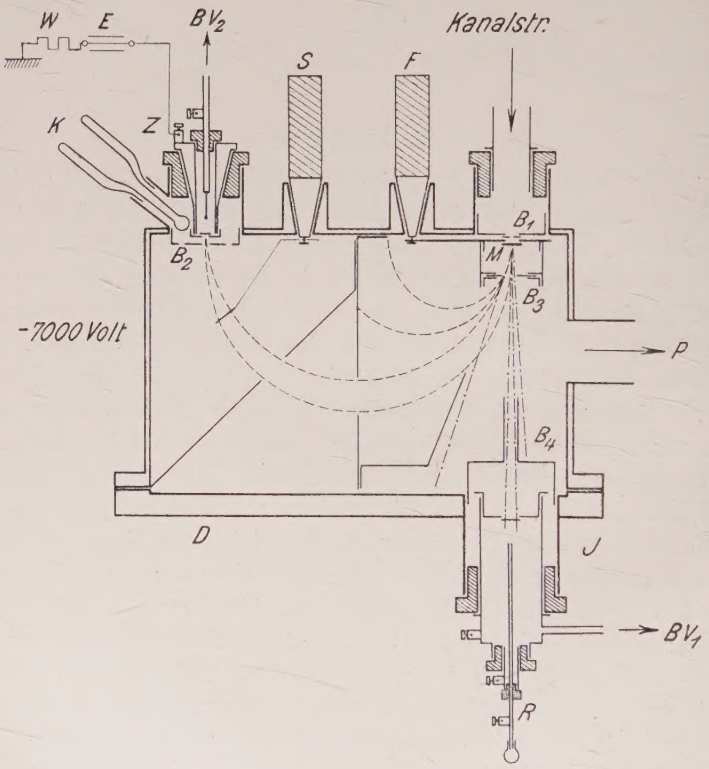
---

1) Ch. Füchtbauer, Phys. Ztschr. **7**. S. 153. 1906.
2) H. Baerwald, Ann. d. Phys. **41**. S. 643. 1913.

weiterfliegen. Es wurde deshalb in dieser Arbeit versucht, gerade die Sekundärelektronen zu erfassen, die in Stoßrichtung der Kanalstrahlen, also annähernd senkrecht aus dünnen Metallfolien austraten.

2. **Meßkammer** (Fig. 1)

Die Kanalstrahlen bestimmter Geschwindigkeit traten durch eine Aluminiumblende B_1 von 0,3 mm Durchmesser in



Meßkammer

Fig. 1

die Meßkammer ein und trafen auf die Metallfolie M, die durch einen Schliff F in den Strahlengang der Kanalstrahlen gedreht werden konnte. Der Folienhalter war als Träger für zwei Metallfolien ausgebildet. Die in der Stoßrichtung der Kanalstrahlen austretenden Sekundärelektronen wurden je nach

Geschwindigkeit durch ein entsprechendes Magnetfeld zwischen zwei Helmholtz-Gaugainspulen auf einem Halbkreis von 50 mm Radius abgelenkt und gelangten durch die Blendenöffnung B_2 von 1,5 mm Durchmesser in ein Beschleunigungsfeld. Das Beschleunigungsfeld entstand dadurch, daß die ganze Meßkammer auf — 7000 Volt aufgeladen wurde, im Innern der Kammer also ein feldfreier Raum war, während das Gehäuse des Geigerschen Spitzenzählers Z über das Fadenelektrometer E und einen hohen Widerstand W an Erde lag. Die auf 7000 Volt beschleunigten Sekundärelektronen traten durch die Zähleröffnung von 1 mm Durchmesser in den Spitzenzähler ein und wurden durch Ausschläge des Elektrometerfadens angezeigt. Gleichzeitig wurden sie durch ein elektromagnetisches Zählwerk registriert, das direkt auf die mit einem Dreiröhrenverstärker vergrößerten Stromstöße ansprach. Mit dem Schliff S konnte eine Blende so in den Elektronenstrahlengang gebracht werden, daß sie gerade das ganze Strahlenbündel abblendete. Auf diese Weise konnte festgestellt werden, ob die Messungen nicht durch einen infolge schlechten Vakuums entstandenen Ioneneffekt oder gestreute Teilchen gefälscht waren. Tatsächlich gelangten bei vorgedrehter Blende keine Teilchen mehr in den Zähler.

Die Aluminiumblende B_3 war so an dem Folienhalter angebracht, daß der durch das gesamte Blendensystem definierte Elektronenstrahlengang nicht gestört wurde, andererseits aber möglichst wenig gestreute Kanalstrahlen in die Kammer gelangen konnten. Die mittlere, nicht besonders bezeichnete Blende, durch die die Meßkammer in zwei gleiche Hälften geteilt wurde, bestimmte mit ihrer rechteckigen Öffnung (Länge in der Bildebene liegend 10 mm, Breite 5 mm) die Größe des erfaßten Elektronenbündels. Sie war verbunden mit zwei weiteren Blenden, von denen die rechts angebrachte schräg in die Kammer ragte und die am Deckel D reflektierten Kanalstrahlen sowie dort ausgelöste Sekundärelektronen nicht in die linke Kammerhälfte gelangen ließ, während die linke Blende diagonal die linke Kammerhälfte durchschnitt und einen weiteren Schutz gegen falsche Teilchen bildete.

Die Blende B_4 verhinderte die Ausbildung eines störenden Feldes zwischen Meßkammer und Ionisationskammer I. Mit der Ionisationskammer, die eine Öffnung von 2,5 mm

hatte, wurde während der Messungen die Menge der durch die Metallfolie annähernd senkrecht durchtretenden Kanalstrahlen dosiert und außerdem bei weggedrehter Folie die Primärintensität der Kanalstrahlen gemessen. Ionisationskammer wie Spitzenzähler waren in üblicher Weise gegen das Hochvakuum durch dünne Zelluloidhäutchen abgeschlossen. Der Deckel D, der die Ionisationskammer trug, war auf die Meßkammer aufgeschliffen und verschloß sie hochvakuumdicht. Er konnte zum Einsetzen der Folien abgenommen werden. Um eine leichte Justierung der Ionisationskammer beim Aufsetzen des Deckels zu ermöglichen, war in der Mitte der Ionisationskammer statt eines Drahtes ein dünnes Kupferröhrchen eingesetzt, das hinten durch eine Glaskugel verschlossen war. Da außerdem ein Fenster in der Auflösungskammer M (Fig. 2) es erlaubte, in Richtung der Kanalstrahlen zu blicken, konnten Ionisationskammer und Metallfolien optisch justiert werden. Bei P war eine Quecksilberdiffusionspumpe angeschlossen, bei BV_1 und BV_2 je ein Ballastvakuum. Die Kühlsonde K gestattete die Kühlung mit flüssiger Luft unmittelbar im Beschleunigungsfeld. Da die Meßkammer negativ aufgeladen werden mußte, war sie isoliert aufgestellt.

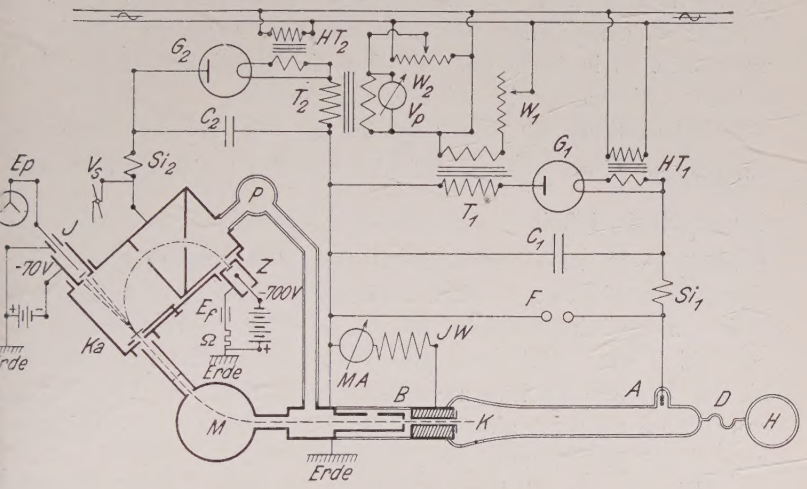
3. **Erzeugung der Kanalstrahlen** (Fig. 2)

Zur Erzeugung der Kanalstrahlen fand die Wiensche Durchströmungsmethode mit nachträglicher Beschleunigung der Kanalstrahlen in der von Gerthsen ausgebildeten Form Verwendung. Die Anordnung, über die nähere Einzelheiten aus den Angaben von Gerthsen[1]) ersichtlich sind, ist in Fig. 2 schematisch dargestellt.

Aus dem Wasserstoffvorratsgefäß H strömte Wasserstoff durch die Kapillare D langsam in das Entladungsrohr. Gleichzeitig saugte die Quecksilberpumpe P durch eine Kapillare im Kathodenkörper K Wasserstoff aus dem Entladungsrohr ab. Durch geeignete Wahl des Druckes im Vorratsgefäß konnte der Druck im Entladungsrohr auf etwa 5.10^{-2} mm konstant gehalten werden, während im Beschleunigungsraum B

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. **85**. S. 881. 1928.

ein Druck von nur 1.10^{-5} mm das Anlegen einer Potentialdifferenz von mehr als 40 kV zwischen Kathode und Beschleunigungsrohr möglich machte.



Schaltskizze

Fig. 2

Erklärung zur Hochspannungsanlage

Vp Voltmeter	*Vs* Statisches Voltmeter
T_1 T_2 Hochspannungstransformatoren	W_1 W_2 Schiebewiderstände
	HT_1 HT_2 Heiztransformatoren
G_1 G_2 Gleichrichterröhren	C_1 C_2 Kondensatoren
Si_1 Si_2 u. *JW* Amylalkohol-Cadmiumjodid-Widerstände	*F* Funkenstrecke
	MA Milliamperemeter

4. Geschwindigkeitsmessung der Kanalstrahlen und Auflösungsmoment

Die Voltgeschwindigkeit der Kanalstrahlen wurde durch magnetische Auflösung nach dem folgenden von Gerthsen[1]) mitgeteilten Verfahren bestimmt. Die Kanalstrahlen änderten in dem Magnetfeld *M* (Fig. 2), das einen Durchmesser von 80 mm hatte, ihre Richtung und gelangten bei einer dem Magnetfeld entsprechenden Geschwindigkeit nach Ablenkung um 45° durch ein enges Blendensystem in die Meßkammer *Ka* (Fig. 2). Mit der Ionisationskammer *I* wurden bei bestimmter

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. [5] **3**. S. 399. 1929.

am Entladungsrohr liegender Spannung durch Variation des Magnetisierungsstroms die schnellsten vorhandenen Kanalstrahlen festgestellt. Ihre Voltgeschwindigkeit entsprach dann der höchstmöglichen Beschleunigung, also der mit der Funkenstrecke F gemessenen Potentialdifferenz zwischen Anode A und Erde. Die Methode, mit der die Richtigkeit dieser Annahme erwiesen wurde, sei hier angegeben.

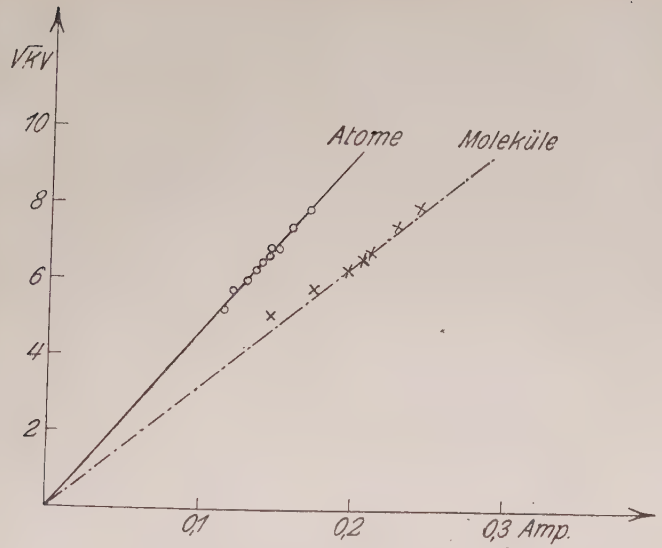
Bekanntlich gilt unter Benützung der üblichen Bezeichnungsweise $H = \frac{m \cdot v}{e \cdot r}$. Die Feldstärke H ist also proportional der Geschwindigkeit v. Da ferner $\frac{m}{2} \cdot v^2 = e \cdot V$ ist, muß die Feldstärke H auch proportional der Quadratwurzel aus der Voltgeschwindigkeit V sein. Eine Ausmessung des Magnetfeldes mit Induktionsspule und ballistischem Galvanometer ergab bei 3 mm Polabstand weit über den verwandten Bereich hinaus Proportionalität zwischen Feldstärke und Magnetisierungsstrom. Es ist also die Wurzel aus der Voltgeschwindigkeit direkt proportional dem Magnetisierungsstrom.

Wie aus Fig. 3 hervorgeht, ist in Übereinstimmung mit der Theorie die Quadratwurzel aus der Voltgeschwindigkeit eine lineare Funktion des Magnetisierungsstroms, die durch den Nullpunkt geht. Da außerdem dieselben Meßpunkte bei zwei verschiedenen Drucken im Entladungsrohr festgestellt wurden, scheint es außer Zweifel, daß die schnellsten vorhandenen Kanalstrahlen tatsächlich jeweils die ganze zwischen Anode und Erde liegende Potentialdifferenz durchlaufen haben.

Bei Proportionalität zwischen Feldstärke und Magnetisierungsstrom müssen sich für Atome und Moleküle, die von demselben Feld beschleunigt worden sind, die Magnetisierungsströme verhalten wie $1 : \sqrt{2}$. Auch diese Forderung ist, wie aus Fig. 3 hervorgeht, erfüllt.

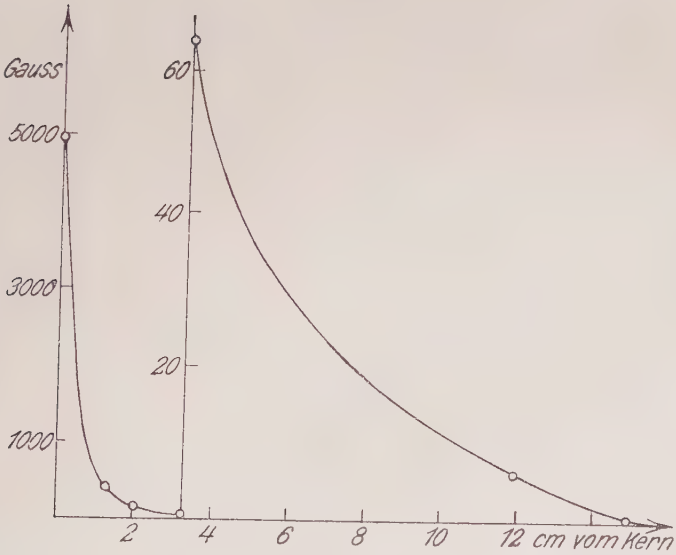
Der Auflösungsmagnet, der in der Werkstatt des hiesigen Instituts angefertigt worden war, bestand aus einem U-förmigen Gußstück aus Kruppschem Dynamostahl, dessen Schenkel je eine Bohrung von 80 mm Durchmesser hatten. In die Bohrungen konnten zwei Eisenkerne eingesetzt und auf diese die Spulen aufgeschoben werden.

Der Magnet zeichnete sich besonders durch ein sehr kleines Streufeld aus. Dies zeigt Fig. 4. Bei einem Abstand



Geschwindigkeitseichung des Auflösungsmagneten

Fig. 3



Streufeld des Auflösungsmagneten

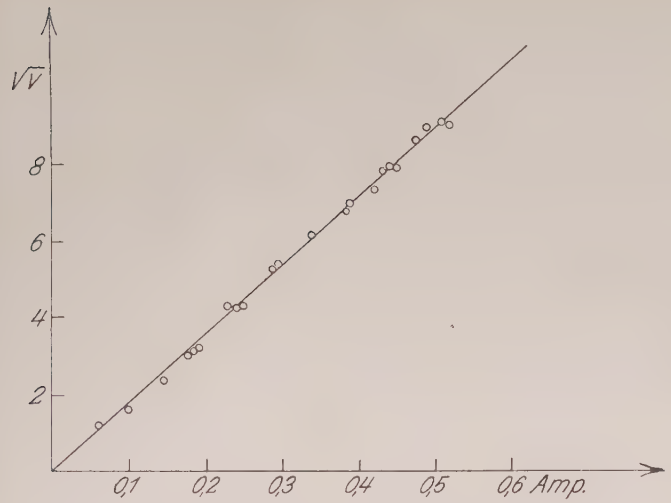
Fig. 4

der beiden Kerne von 3 mm und günstiger Spulenstellung war das Streufeld in einer Entfernung von 16 cm parallel zum Hauptfeld kleiner als 0,3 Gauss, während zwischen den Polen ein Feld von 5000 Gauss herrschte. Dieser Umstand war deshalb von Bedeutung, weil bei der geringen Geschwindigkeit der Sekundärelektronen schon ein verhältnismäßig kleines Streufeld genügt hätte, um ihre Bahn in der Meßkammer zu beeinträchtigen. Eine solche Einwirkung auf die 26 cm vom Magneten entfernte Meßkammer war also ausgeschlossen.

5. Geschwindigkeitsmessung der Sekundärelektronen und Helmholtz-Gaugainspulen

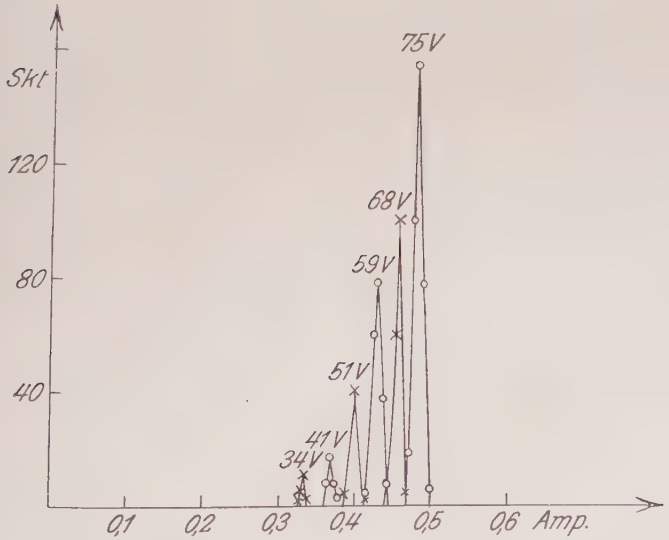
Zur Geschwindigkeitsmessung der Sekundärelektronen wurde die fokussierende Methode benützt, die gegenüber der älteren Bremsfeldmethode den Vorzug hat, daß eine Trennung von Kanalstrahlen und Sekundärelektronen und dadurch ein Zählen des reinen Elektroneneffektes mit dem Geigerschen Spitzenzähler möglich ist. Die Bedingungen für sauberes Arbeiten waren bei dem ziemlich großen Krümmungsradius der Elektronenbahn von 50 mm und den entsprechend großen Meßkammerdimensionen besonders günstig, da alle störenden Teilchen durch geeignete Blendenanordnung vom Spitzenzähler ferngehalten werden konnten.

Die Helmholtz-Gaugainspulen, zwischen denen die zur Ablenkung nötigen schwachen Magnetfelder erzeugt wurden, waren zusammen mit der Meßkammer so aufgestellt, daß ihr Feld in gleicher Richtung mit dem Erdfeld verlief. Sie hatten einen Abstand von 15 cm und dementsprechend einen Durchmesser von 30 cm und bestanden je aus 210 Windungen Kupferdraht. Der zwischen den Spulen gemessene Raum mit konstanter Feldstärke war annähernd ein in der Kraftlinienrichtung liegender Zylinder von 12 cm Länge und 6 cm Durchmesser. Um eine ganz einwandfreie Geschwindigkeitseichung zu erhalten, wurde zunächst unmittelbar vor die Blende B_1 (Fig. 1) der Meßkammer ein Wolframdraht gesetzt, dessen Glühelektronen zwischen Draht und Blende verschieden starke Beschleunigung erhielten. Mit Spitzenzähler oder Auffänger wurde dann jeweils der zur richtigen Ablenkung nötige Magnetisierungsstrom festgestellt. Es ergab sich wiederum,



Geschwindigkeitseichung der Helmholtz-Gaugainspulen

Fig. 5



Geschwindigkeitsdefinition gleich schneller Elektronen

Fig. 6

wie zu verlangen war, eine lineare Abhängigkeit des Magnetisierungsstroms von der Wurzel aus der Voltgeschwindigkeit, die unter Berücksichtigung des Erdfeldes durch den Nullpunkt ging (Fig. 5).

Hierbei sei noch besonders betont, daß die Eichung bis herab zu 1,5 Voltelektronen durchgeführt wurde. Während der Messungen durchfloß den Kanalstrahlenauflösungs-Magneten ein Magnetisierungsstrom, der bei den späteren endgültigen Messungen nie überschritten worden ist. Da auch die Blendenverhältnisse unverändert blieben, scheint es ausgeschlossen, daß die im folgenden mitgeteilten Messungen durch störende magnetische Beeinflussung der Bahnen ganz langsamer Elektronen verfälscht sind.

Fig. 6 zeigt die Form der Maxima für verschiedene Voltgeschwindigkeiten. Die Ausschläge des Paschenelektrometers bei Käfigmessung sind als Funktion der Magnetisierungsströme aufgetragen. An sich müßte man für Elektronen gleicher Beschleunigung eine scharf definierte Zacke erwarten; die Verbreiterung der Zacken wurde jedoch etwas größer gemessen, als den rein geometrischen Verhältnissen entsprechen würde. Dies erklärt sich daraus, daß einzelne Elektronen an den Blendenrändern gestreut wurden und dabei Richtungsänderung oder Geschwindigkeitsverluste erlitten haben. Nach der Seite der höheren Geschwindigkeiten zeigen die Kurven steileren Abfall, eine der fokussierenden Methode eigentümliche Erscheinung, wie aus den Darstellungen bei Eckardt[1]) nach Wooster[2]) hervorgeht. Gleichzeitig ist aus den dortigen Angaben ersichtlich, daß bei den in Abschnitt 2 beschriebenen Blendenöffnungen das gesamte aufgewickelte Elektronenbündel trotz der leichten Verbreiterung nach der Fokussierung noch in den Zähler gelangte. Da später nur größenordnungsmäßige quantitative Angaben über Elektronen von 80 und mehr Volt Geschwindigkeit gemacht werden, erübrigt sich eine besondere Korrektion der Teilchenzahl hinsichtlich der kleinen Verbreiterung der Maxima nach unten. Die Geschwindigkeitsdefinition bei bestimmtem Magnetisierungsstrom ergibt sich aus den geometrischen Verhältnissen der Meßkammer zu $\pm$ 2 Proz.

1) A. Eckardt, Ann. d. Phys. **5**. S. 413. 1913.
2) W. A. Wooster, Proc. Roy. Soc. **114**. S. 266. 1927.

6. **Ionisationskammer** (Figg. 1 und 2)

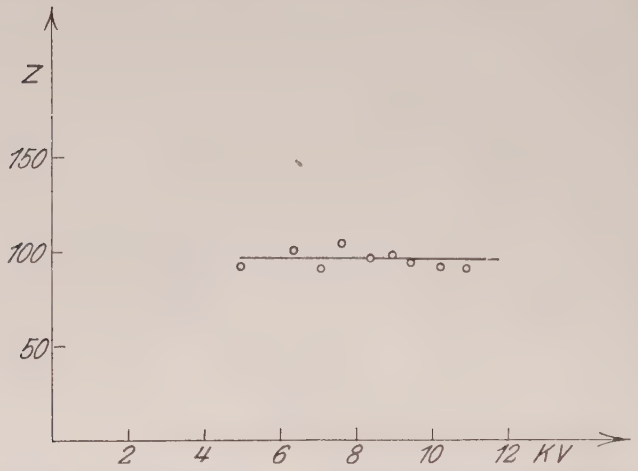
Die Ionisationskammer I wurde durch einen Hartgummiring gegen den Deckel D isoliert und besaß eine Öffnung von 2,5 mm Durchmesser mit einem etwa 80 mμ dicken Zelluloidfenster. Sie hatte einen Innendurchmesser von 1,8 cm und eine Länge von 6,8 cm, so daß die eindringenden Kanalstrahlen bei einem Druck von 15 mm Hg in der Kammer vollständig absorbiert wurden. Am Gehäuse lag eine Spannung von — 70 Volt gegen Erde. Die Elektrode R war durch Erdschutz und Bernsteinisolierung vom Gehäuse getrennt und mit einem Paschenelektrometer mit Lichtzeigerablesung verbunden. Der Meßbereich konnte durch Zuschaltung einer Kapazität beliebig geändert werden. Das Ballastvakuum BV_1 diente, wie auch BV_2 beim Spitzenzähler, zum Ausgleich kleiner Druckschwankungen.

7. **Spitzenzähler** (Figg. 1 und 2)

Der Geigersche Spitzenzähler Z war durch einen Metall-Hartgummischliff in die Meßkammer isoliert eingesetzt und bei den Messungen mit Wasserstoff von 80 mm Hg gefüllt, während an seiner Spitze eine negative Spannung von — 600 bis — 700 Volt gegen Erde lag. Das Gehäuse war über einen hohen Widerstand W von etwa 10^{10} Ω mit Erde verbunden. Vor dem Widerstand war ein Dreiröhrenverstärker mit elektromagnetischem Zählwerk angeschlossen und gleichzeitig zur Kontrolle ein Fadenelektrometer E zugeschaltet. Die Öffnung in der Stirnwand hatte einen Durchmesser von 1 mm und war von einem etwa 150—200 mμ dicken Zelluloidhäutchen überdeckt.

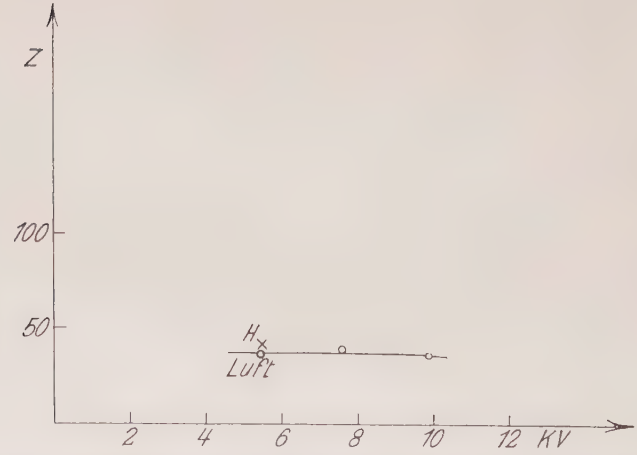
Der Zähler zeigte in 5—10 Minuten im Mittel nur ein spontanes Teilchen. Seine Spitzenspannung konnte maximal um 20 Volt variiert werden, ohne daß sich die gemessene Teilchenzahl änderte. Dies waren unbedingt notwendige, aber nicht ausreichende Bedingungen für quantitatives Zählen. Die Frage der Ökonomie des Zählers wurde dadurch untersucht, daß bei konstanter Sekundärelektronenintensität die Geschwindigkeit in dem Beschleunigungsfeld unmittelbar vor dem Zähler im Bereich von 4,5 kV bis 11 kV variiert wurde.

Fig. 7 zeigt, daß in dem untersuchten Bereich von 4,5 kV bis 11 kV Beschleunigungsspannung die als Ordinate aufgetragene Teilchenzahl Z konstant blieb. Auch in Luft wurde,



Beobachtete Teilchenzahl bei verschiedener Beschleunigungsspannung mit Wasserstoffüllung des Spitzenzählers

Fig. 7



Beobachtete Teilchenzahl bei verschiedener Beschleunigungsspannung mit Luftfüllung des Spitzenzählers

Fig. 8

wie aus Fig. 8 hervorgeht, dieselbe Teilchenzahl gemessen, die ebenfalls in dem untersuchten Bereich konstant blieb.

8. Metallfolien

Die Herstellung der Metallfolien geschah nach dem von G. P. Thompson[1]) beschriebenen Verfahren durch Aufdampfen von Metall auf ein Zelluloseacetathäutchen und Ablösen in Aceton. Da der Folienträger, mit dem die Metallhäutchen aufgefangen wurden, eine Öffnung von 1 mm Durchmesser hatte, die unmittelbar davor liegende Kanalstrahlenblende B_1 (Fig. 1) dagegen nur eine solche von 0,3 mm Durchmesser besaß, war eine Auslösung von Sekundärelektronen an den Rändern der Folienträgerbohrung nicht zu befürchten. Es gelang, Metallfolien von weniger als 10 mμ Dicke freitragend herzustellen. Gute Homogenität, die für die Messung von Bedeutung war, konnte jedoch erst von 20 mμ ab erreicht werden. Die Dickenangaben stützen sich auf Photometrierung der Folien im durchgehenden Licht, wobei allerdings die nicht erwiesene Voraussetzung gemacht wurde, daß die bekannten optischen Absorptionskoeffizienten auch für extrem kleine Dicken gelten.

Für die in dieser Arbeit mitgeteilten Messungen wurden 16 einwandfreie Folien von gewünschter Dicke aus insgesamt 43 Folien ausgewählt. Die Folien wurden vor dem Einsetzen in die Meßkammer genau auf Lochfreiheit geprüft.

9. Vakuumverhältnisse

Trotz eines Druckes von etwa $5 \cdot 10^{-2}$ mm Hg im Kanalstrahlenrohr herrschte in der Meßkammer ein Druck von nur $5 \cdot 10^{-6}$ mm Hg, der mit einem Mc. Leod gemessen werden konnte. Über der Quecksilberstahlpumpe und im Elektronenbeschleunigungsfeld wurde mit flüssiger Luft gekühlt. Beweisend für die Sauberkeit der Verhältnisse war der Umstand, daß bei Abblendung des geometrisch definierten Elektronenbündels durch die Blende S (Fig. 1) oder bei Kommutierung des ablenkenden Magnetfeldes keine Teilchen mehr in den Zähler gelangten. Außerdem konnte infolge des einwandfreien Vakuums und reinster Oberflächen der von Hornbostel[2]) erwähnte Störeffekt im

1) G. P. Thompson, Proc. Roy. Soc. **125**. S. 352. 1929.
2) J. Hornbostel, Ann. d. Phys. [5] **5**. S. 991. 1930.

Beschleunigungsfeld bis zu einer Beschleunigungsspannung von 9000 Volt vermieden werden.

10. Gang der Messungen

Der Gang der Messungen war folgender: Zunächst wurde bei weggedrehter Metallfolie mit der Ionisationskammer durch mehrere Elektrometerablesungen die Primärintensität der Kanalstrahlen festgestellt. Nachdem dann die Metallfolie in den Strahlengang der Kanalstrahlen gebracht worden war, wurden die senkrecht aus ihr austretenden Sekundärelektronen durch Variation des Magnetisierungsstroms in das Beschleunigungsfeld und damit in den Spitzenzähler abgelenkt. Das Zählwerk registrierte die Elektronenzahl, während durch die Ionisationskammer die Konstanz der Kanalstrahlenintensität kontrolliert wurde. Durch geeignete Reduktion wurden alle Meßergebnisse für gleiche auftreffende Kanalstrahlenmenge umgerechnet.

Um die Metallfolie zu entgasen, wurden die Kanalstrahlen einige Zeit lang durch sie hindurchgeschickt, ehe mit den Messungen begonnen wurde. Die Durchströmungsmethode arbeitete so gut, daß die Kanalstrahlenprimärintensität länger als 4 Std. annähernd konstant gehalten werden konnte.

11. Ergebnisse

Der Stoßvorgang, um den es sich bei der Auslösung von Sekundärelektronen durch Korpuskularstrahlen handelt, kann durch eine elementare, auf die Gesetze von Energie- und Impulserhaltung gegründete Darstellung im wesentlichen erfaßt werden. Eine solche stoßmechanische Darstellung verlangt hinsichtlich der übertragbaren Energien grundsätzliche Verschiedenheit zwischen der Sekundärelektronenauslösung durch Wasserstoffkerne und der Sekundärelektronenauslösung durch Elektronen. Während nämlich ein zentral stoßendes Elektron in Übereinstimmung mit dem Experiment[1]) an das Sekundärelektron seine volle Energie verlieren kann, da stoßendes und gestoßenes Teilchen gleiche Masse besitzen, muß im Gegensatz dazu erwartet werden, daß der schwere Wasserstoffkern auch bei direktem Stoß nur einen kleinen Bruchteil seiner Energie

1) O. Klemperer, Ann. d. Phys. [5] **3**. S. 849. 1929. u. M. Renninger, Ann. d. Phys. [5] **9**. S. 295. 1931.

dem Elektron abgibt. Dieser Energiebetrag ist theoretisch bestimmt durch die Gleichung $Q = 2 M v_0^2$, wobei M die Masse des Elektrons und v_0 die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen bedeutet; er ist also etwa gleich dem 450. Teil der Kanalstrahlenenergie. Da er bei zentralem Stoß übertragen wird, darf er nur von Elektronen mitgeführt werden, die in Stoßrichtung weiterfliegen. Wäre das Sekundärelektron um den Winkel φ von der Stoßrichtung abgelenkt, so hätte es eine Energie gleich der höchsten übertragbaren Energie, multipliziert mit dem Kosinusquadrat des Ablenkungswinkels φ. Um die Maximalenergie, die den Bereich der übertragbaren Energien abgrenzt, experimentell abschätzen zu können, mußten also die senkrecht aus der Folie, d. h. in Stoßrichtung der Kanalstrahlen austretenden Sekundärelektronen auf ihre Geschwindigkeit untersucht werden.[1]) Die Meßergebnisse seien hier mitgeteilt.

Tabelle 1 (zu Fig. 9)

Sekundärelektronenzahl Z

Volt-geschw.	Au 23 kV		Al 23 kV	
	80 mμ	30 mμ	80 mμ	30 mμ
3	65	38	7	10
8	200	72	—	—
12	—	—	29	—
15	184	80	24	18
30	145	91	17	25
50	—	96	—	—
60	50	83	11	17
80	10	44	7	10
100	—	10	—	5,5
120	—	3	—	—

Tabelle 2 (zu Fig. 10)

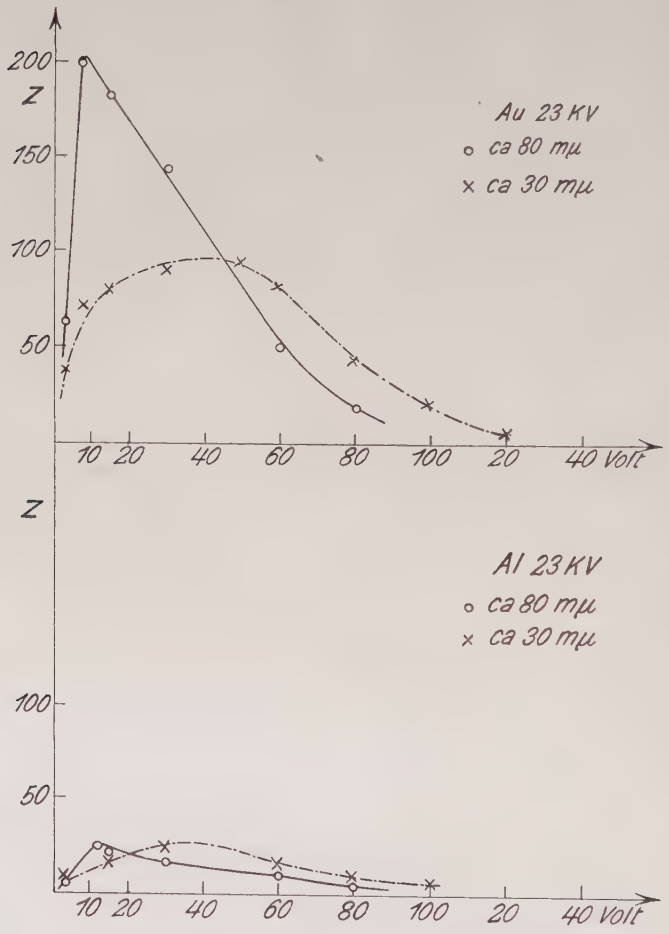
Sekundärelektronenzahl Z aus Al

Volt-geschw.	23 kV		53 kV	
	80 mμ	30 mμ	80 mμ	30 mμ
3	7	10	3,5	—
8	—	—	7	1,5
12	29	—	—	—
15	24	18	—	4
20	—	—	9,5	—
30	17	25	11	9
60	11	17	7,5	12
80	7	10	—	8
100	2	5,5	4	5
120	0,5	1	2,5	2,5
140	—	—	—	1,3

Fig. 9 und Tab. 1 zeigen die beobachtete Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen für Gold- und Aluminiumfolien bei gleicher Kanalstrahlenenergie, aber verschiedenen

1) Wenn Füchtbauer und Baerwald für die Sekundärelektronen, die an der Vorderseite einer massiven Metallplatte austraten, eine höchste überhaupt vorkommende Energie von 27–30 Volt bzw. 22 Volt feststellten, so liegt, wie schon in der Einleitung gesagt wurde, der Grund darin, daß die austretenden Elektronen durch Streuung Geschwindigkeitsverluste erlitten hatten.

Foliendicken. Fig. 10 und Tab. 2 zeigen die Geschwindigkeitsverteilung für Aluminium bei verschiedenen Kanalstrahlenenergien und verschiedenen Foliendicken. Die Abhängigkeit der Elek-

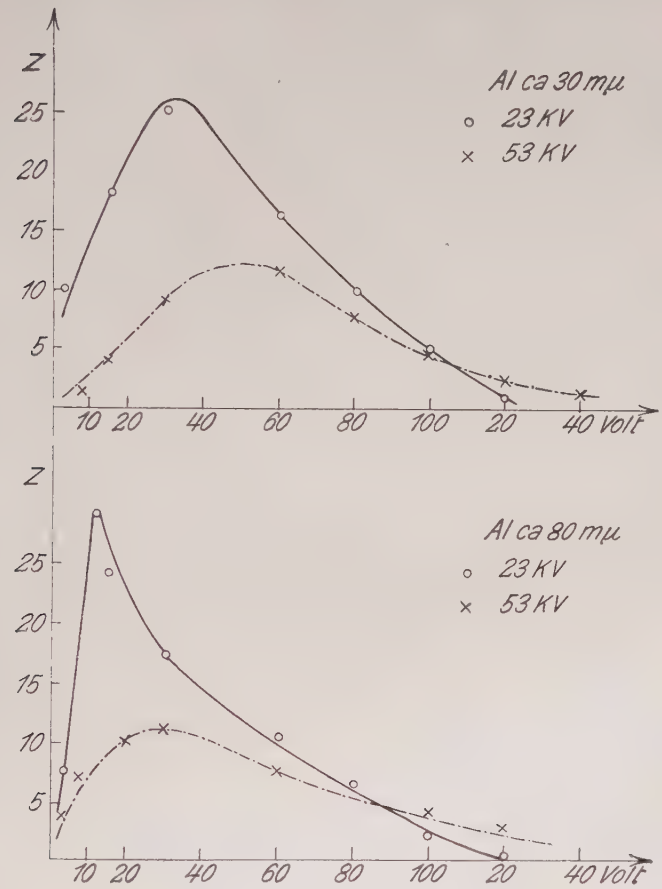


Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen aus Gold- und Aluminiumfolien bei gleicher Kanalstrahlenprimärenergie

Fig. 9

tronen-Geschwindigkeitsverteilung von der Kanalstrahlenenergie bei Gold ist aus Tab. 3 ersichtlich. Da diese Abhängigkeit qualitativ den bei Aluminium gemachten Beobachtungen ent-

spricht, wurde aus Gründen der Übersichtlichkeit von einer besonderen Kurvendarstellung abgesehen. Die Teilchenzahl Z, die in den Figg. 9 und 10 als Ordinate aufgetragen ist, wurde bei allen Kurven auf gleiche Kanalstrahlenprimärintensität



Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen aus Aluminiumfolien bei verschiedenen Kanalstrahlenprimärenergien

Fig. 10

(etwa 10^{10} H-Teilchen) bezogen, so daß also die Zahlen in Figg. 9 und 10 direkt miteinander verglichen werden können. Die Messungen wurden jeweils an vier Folien von gleicher Dicke

Tabelle 3

Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen aus Goldfolien bei verschiedenen Kanalstrahlenprimärenergien. Sekundärelektronenzahl aus Au

Volt-geschwindigkeit	23 kV	53 kV
	30 mμ	30 mμ
15	80	21
30	91	36
50	96	59
60	83	65
80	44	40
100	10	12
120	3	7

(vgl. Kapitel 8) ausgeführt. Die in den Tabellen bzw. Kurven mitgeteilten Zahlen sind die Mittelwerte dieser Messungen.

Ein genauer quantitativer Vergleich der Meßergebnisse mit den stoßmechanischen Überlegungen ist natürlich nicht zulässig, da er nur unter der Voraussetzung völlig freier und ruhender Elektronen im Atom möglich wäre. Aus Fig. 9 und 10 bzw. Tab. 1, 2 und 3 geht jedoch deutlich hervor, daß die beim Kanalstrahlenstoß übertragbaren Energien sich tatsächlich in der theoretisch zu erwartenden Größenordnung bewegen, also im günstigsten, statistisch sehr seltenen Falle (vgl. Tab. 4) weniger als 1/100 der Primärenergie betragen.[1])

Gleichzeitig zeigen die Versuche zum erstenmal in eindeutiger Weise, daß beim Stoß von Wasserstoffkanalstrahlen mit Voltgeschwindigkeiten zwischen 23 und 53 kV noch Energiebeträge von 100—200 Volt auf das gestoßene Elektron übertragen werden können. Diese höchsten Energiebeträge sind in Übereinstimmung mit den Beobachtungen, die Gerthsen[2]) anläßlich des Auftretens zweifach positiver Heliumkerne beim Durchgang von Heliumkanalstrahlen durch Materie machte,

1) Man kann annehmen, daß die schnellsten Sekundärelektronen, die bei der 30 mμ starken Aluminiumfolie beobachtet wurden, durch Kanalstrahlen mit voller Primärenergie ausgelöst worden sind, da Becker (A. Becker, Ann. d. Phys. [5] 2. S. 249. 1929) bei Messungen an einer 40 mμ starken Nickelfolie gefunden hat, daß Elektronen mit weniger als 100 Volt Geschwindigkeit ohne wesentliche Geschwindigkeitsverluste durch die Folie hindurchgehen können.

2) Chr. Gerthsen, Phys. Ztschr. **31.** S. 948. 1930.

etwas größer, als die elementare Darstellung des Stoßprozesses zuläßt.

Das aus Figg. 9 und 10 bzw. den Tabb. 1, 2 und 3 ersichtliche Auftreten von Elektronen mit den verschiedensten Geschwindigkeiten trotz definiertem Austrittswinkel ist in folgender Weise zu deuten:

Da die Elektronen im Atom nicht als frei und ruhend zu betrachten sind, werden nicht allein Sekundärelektronen mit den theoretisch zu erwartenden Energien in Stoßrichtung der Kanalstrahlen, also senkrecht, aus der Folie austreten. Nimmt man an, daß infolge der Bindung der Elektronen im Atom ein Teil des Impulses auf das gesamte Atomsystem übergehen kann, so müssen auch Sekundärelektronen mit Energiebeträgen ausgelöst werden, die größer sind als der 450. Teil der Kanalstrahlenenergie.

Zu dieser im Einzelprozeß begründeten Geschwindigkeitsverteilung kommen noch verschiedene andere Erscheinungen hinzu, die das Auftreten langsamer Elektronen bedingen. Diese Erscheinungen sind a) die Streuung und die Geschwindigkeitsverluste der Sekundärelektronen, b) die Richtungsänderung der Kanalstrahlen und c) die Geschwindigkeitsverluste der Kanalstrahlen.

a) Es wird unter den senkrecht aus der Folie austretenden Elektronen auch solche geben, die zwar mehrfach gestreut wurden und doch die Folie zufällig annähernd senkrecht verlassen. Bei Streuung an Elektronen werden sie Geschwindigkeitsverluste erlitten haben.

b) Ein Teil der Kanalstrahlen wird beim Durchgang durch die Folie durch Streuung eine Richtungsänderung erfahren. Infolgedessen wird es Sekundärelektronen geben, die zwar senkrecht aus der Folie austreten, aber nur einen Bruchteil der maximal möglichen Stoßenergie mit sich führen.

c) Die Kanalstrahlen erfahren beim Durchgang durch die Folie Geschwindigkeitsverluste, so daß schon allein aus diesem Grunde die Energie der senkrecht austretenden Sekundärelektronen variieren muß. Daß die Geschwindigkeitsänderungen einen merklichen Einfluß haben können, wurde durch einen besonderen Versuch gezeigt, bei dem die in einem Magnetfeld homogenisierten Kanalstrahlen nach Durchgang durch eine

30 mμ starke Aluminiumfolie in einem zweiten Magnetfeld auf ihre Geschwindigkeitsverteilung untersucht wurden.[1]) Es zeigte sich, daß der größere Teil der Kanalstrahlen nach Verlassen der Folie bei einer Primärenergie von 23—53 kV Geschwindigkeitsverluste von etwa 6—10 kV erlitten hatte; aber auch Kanalstrahlen mit geringeren und höheren Geschwindigkeitsverlusten wurden beobachtet.

Trotz der Verschleierung, die die Stoßvorgänge durch die eben beschriebenen Erscheinungen erleiden, können aus den charakteristischen Änderungen der Meßkurven bei wechselnder Foliendicke und wechselnder Kanalstrahlenenergie einige für das Verständnis des Stoßvorgangs wichtige Schlüsse gezogen werden.

Aus Fig. 9 wird sowohl für Gold, wie für Aluminium deutlich, daß bei großen Foliendicken von 80 mμ die Zahl der langsamen Elektronen überwiegt, während bei den dünneren 30 mμ starken Folien der Schwerpunkt nach den schnelleren Elektronen zu verschoben ist. Dies ist verständlich, wenn man annimmt, daß in der dünnen Folie die Kanalstrahlen einen geringeren Geschwindigkeitsverlust erleiden und daher die übertragene Energie anwächst. Außerdem tritt in der dünnen Folie der Einfluß der Streuung von Kanalstrahlen und Sekundärelektronen zurück.

Vergleichen wir bei dicken Folien die Lage der Maxima, so zeigt sich, daß offenbar bei Aluminium das Maximum bei höheren Geschwindigkeiten liegt, als bei Gold. Dies erklärt sich daraus, daß die Kanalstrahlen in der Goldfolie stärker gestreut werden als in der Aluminiumfolie. Bei dünnen Folien ist eine solche Abhängigkeit des Maximums von der Ordnungszahl vermutlich deshalb nicht zu erkennen, weil sich hier schon leicht kleine Inhomogenitäten der Folien störend bemerkbar machen. Waren nämlich die Metallfolien nicht völlig homogen, sondern von feinen dickeren Adern durchzogen, wie sie sich leicht beim Auffangen auf dem Folienhalter bildeten, so lag auch bei dünnen Folien das Maximum bei kleinen Geschwindigkeiten.

Wie die Änderung der Kanalstrahlenenergie durch Geschwindigkeitsverluste in der Folie, so bedingt auch die Än-

1) A. Eckardt, Ann. d. Phys. [5] **5**. S. 401. 1930.

derung der primären Kanalstrahlenenergie eine Änderung der Kurvenform. Aus Fig. 10 geht hervor, daß sich bei dicker und dünner Folie die Maxima mit wachsender Primärenergie der Kanalstrahlen annähernd im Verhältnis der Voltgeschwindigkeiten zu höheren Sekundärelektronen-Energien verschieben. Die Zahl der Sekundärelektronen mit hohen Geschwindigkeiten nimmt auch hier wieder mit steigender Kanalstrahlenenergie zu, während die Zahl der langsamen Elektronen kleiner wird. Dies ist stoßtheoretisch so vorstellbar, daß bei hoher Kanalstrahlenenergie weniger Kanalstrahlen gestreut und höhere Energien auf die Sekundärelektronen übertragen werden.

Tab. 4 gibt für verschiedene Kanalstrahlenenergien an, wieviel Wasserstoffatome auf eine 30 $m\mu$ dicke Gold- und Aluminiumfolie auftreffen mußten, damit an der Folienrückseite ein Elektron von bestimmter hoher Geschwindigkeit annähernd senkrecht in der Kanalstrahlenrichtung austrat.[1])

Tabelle 4

Zahl der auftreffenden H^+-Atome bei einem austretenden Elektron

KS-Energie	Au 30 $m\mu$			Al 30 $m\mu$		
	80 V	100 V	120 V	80 V	100 V	120 V Voltgeschw.
23 kV	etwa $2 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{10}$
53 kV	„ $2 \cdot 10^8$	$8 \cdot 10^8$	$1 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$	$4 \cdot 10^9$

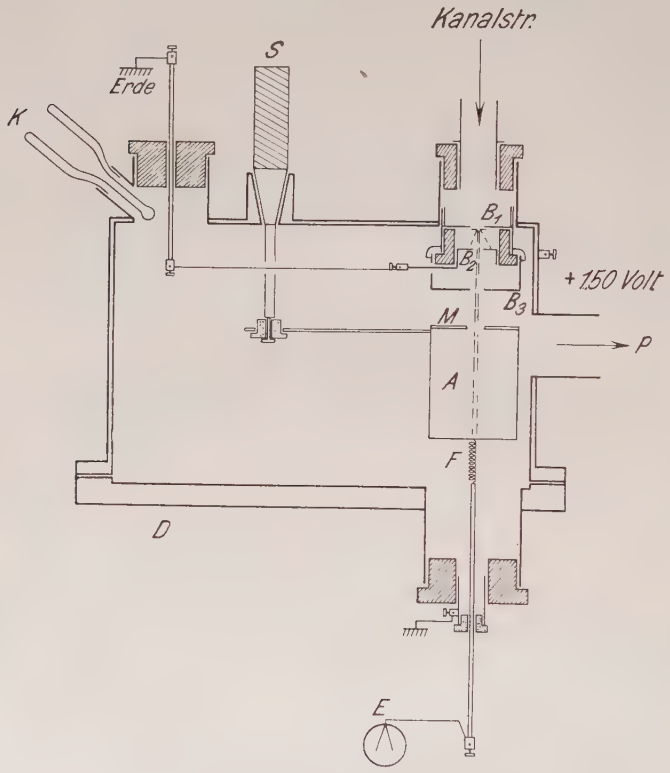
Fig. 9 zeigt, daß für Gold vermutlich auf Grund der größeren Zahl von Elektronen im Goldatom das Sekundärstrahlungsvermögen etwa viermal so groß gemessen wurde, wie das von Aluminium.

12. Methode zur Bestimmung der aus massiven Metallplatten austretenden Sekundärelektronen

Es schien im Rahmen dieser Arbeit interessant, auch die Zahl der Sekundärelektronen zu bestimmen, die beim Aufprall eines homogenen Kanalstrahlenbündels aus einer massiven Metallplatte austreten. Die in Kapitel 2 beschriebene Meßkammer war für die Versuche in der aus Fig. 11 ersichtlichen Weise umgebaut.

1) Wie schon in Kapitel 5 bemerkt wurde, gelten die in der Tabelle mitgeteilten Zahlen für einen Elektronengeschwindigkeitsbereich von ± 2 Proz. der angegebenen Geschwindigkeit.

Die Kanalstrahlen durchsetzten zuerst die Aluminiumblende B_1 von 0,5 mm Durchmesser. Die an den Rändern dieser Blende ausgelösten Sekundärelektronen wurden durch ein elektrisches Feld zwischen B_1 und B_2 nach B_1 zurückgebogen. B_2 selbst, sowie die Blende B_3 hatten Öffnungen



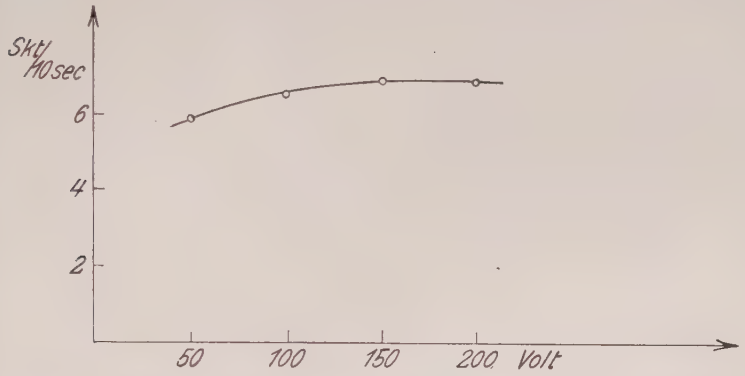
Meßkammer

Fig. 11

von 2 bzw. 3 mm, so daß die Kanalstrahlen frei hindurchtreten konnten und eine Auslösung von Sekundärelektronen an diesen Blenden unmöglich war. Nach Durchsetzen der Blenden gelangten die Kanalstrahlen in den als Faradaykäfig ausgebildeten Auffänger A, der eine Öffnung von 3 mm Durchmesser besaß. Er war an dem Schliff S durch Bernstein isoliert angebracht und durch eine kleine Kupferdrahtfeder F

und eine ebenfalls mit Bernstein isolierte Durchführung mit dem Paschenelektrometer E verbunden.

Es erschien zunächst von Wichtigkeit, festzustellen, ob die an B_1 ausgelösten Sekundärelektronen die mit dem Elektrometer beobachtete Kanalstrahlenintensität verfälschen konnten. Zu diesem Zweck wurde die mit dem Faradaykäfig beobachtete positive Aufladung als Funktion der elektrischen Feldstärke zwischen B_1 und B_2 bestimmt. Fig. 12 gibt eine Meßkurve wieder und zeigt, daß bei kleinen Feldern in der Tat die positive Aufladung durch hinzukommende Sekundärelektronen



Zunahme der beobachteten Kanalstrahlenintensität durch Zurückhalten der an B_1 ausgelösten Sekundärelektronen

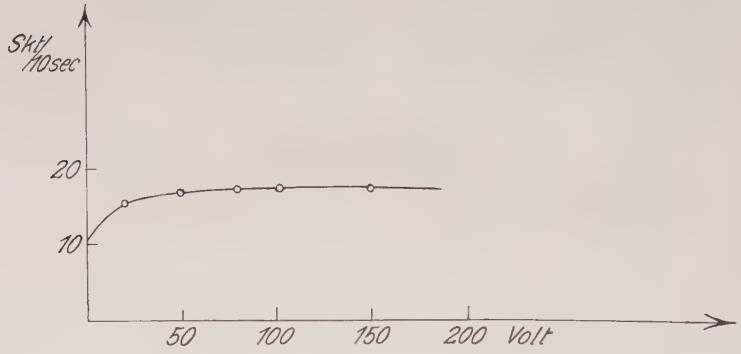
Fig. 12

vermindert wurde. Erst bei Spannungen von mehr als 150 Volt machte sich kein Einfluß der Elektronen auf die beobachtete Ladung mehr bemerkbar.

Es war ferner von Wichtigkeit, Klarheit darüber zu gewinnen, ob an der Vorderwand M des Käfigs Sekundärelektronen in merklicher Zahl durch diffuse Kanalstrahlen ausgelöst wurden, denn das Austreten solcher Elektronen würde die Kanalstrahlenintensität zu groß erscheinen lassen. Man konnte sich von dem Fehlen eines derartigen Störeffektes überzeugen, indem man nacheinander die Blende B_3 und die mit ihr verbundene gesamte Meßkammer auf + 150 Volt, dann auf − 150 Volt gegen die Käfigstirnwand M auflud, wobei das Potential der Blende B_2 jeweils um 150 Volt tiefer als das

der Umgebung war. Die Aufladung des Käfigs wurde in keiner Weise von der Feldrichtung beeinflußt. Diese Beobachtung zeigt außerdem, daß in der Meßkammer bei sorgfältiger Kühlung mit flüssiger Luft keine störende Ionisation durch die Kanalstrahlen stattfand.

Nach Messung der Kanalstrahlenintensität wurde der Auffänger mittels des Schliffs S etwas zur Seite gedreht, so daß jetzt die Kanalstrahlen auf die sorgfältig polierte und mit einer dicken Schicht des zu untersuchenden Metalls bedampfte Stirnwand M trafen. Um okkludierte Gase aus dem Metall zu entfernen, wurde die betreffende Stelle der Schicht



Zunahme der beobachteten Sekundärelektronenintensität bei positiver Aufladung von B_3 und Meßkammer

Fig. 13

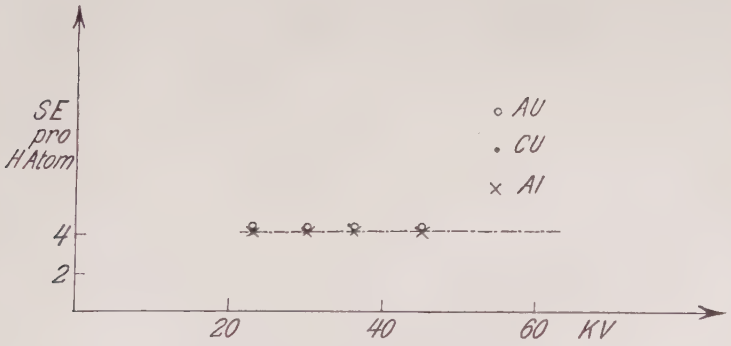
jeweils vor Beginn der Messung 45 Minuten lang mit Kanalstrahlen beschossen. Längere Beschießung bis zu 2 Stunden hatte keinen Einfluß mehr auf die Meßresultate. Irgendwelche sichtbaren Veränderungen der Metalloberfläche infolge der Beschießung wurden nie beobachtet.

Aus Fig. 13 geht hervor, daß bei positiver Aufladung der Blende B_3 und der Meßkammer eine Potentialdifferenz von 80 Volt nötig war, um sämtliche an der Stirnwand M ausgelösten Sekundärelektronen vom Auffänger wegzuziehen. Es wurde also bei 150 Volt eine Aufladung beobachtet, die sich aus der Intensität der Kanalstrahlen und der durch den Austritt der Sekundärelektronen bedingten positiven Aufladung zusammensetzte. Die Reflexion von Kanalstrahlen an der

Stirnwand M spielte dabei keine merkliche Rolle, denn bei negativer Aufladung der Blende B_3, wie sie zur Messung der austretenden Sekundärelektronen nötig war, wurden die durch reflektierte Kanalstrahlen an B_3 ausgelösten Sekundärelektronen dort zurückgehalten. Eine Korrektion bezüglich der reflektierten Kanalstrahlen selbst erübrigte sich, da $^2/_3$ von ihnen nach der Reflexion als neutral zu betrachten sind und die gesamte Reflexion bei Gold nur etwa 10 Proz. der auftreffenden Intensität beträgt.[1]) Auch eine wesentliche Beeinflussung der Meßresultate durch neutrale auftreffende Kanalstrahlen war nicht zu befürchten, da bei den guten Vakuumverhältnissen entsprechend den Angaben von Bartels[2]) das Kanalstrahlenbündel nur sehr wenig neutrale Teilchen enthielt. Die Richtigkeit dieser Feststellung wurde dadurch bestätigt, daß ein unmittelbar vor der Meßkammer angebrachter starker Hufeisenmagnet keine Kanalstrahlen mehr auf die Metallplatte M auftreffen und somit keine Sekundärelektronen dort in meßbarer Zahl austreten ließ.

13. Ergebnisse

Fig. 14 und Tab. 5 zeigen, daß aus einer dicken Aluminium-, Kupfer- und Goldschicht annähernd gleichviel Sekundärelektronen,



Zahl der austretenden Sekundärelektronen
bei einem auftreffenden H^+-Atom

Fig. 14

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. **85**. S. 881. 1928.
2) H. Bartels, Ann. d. Phys. **6** S. 957. 1930.

Tabelle 5 (zu Fig. 14)

Zahl der austretenden Sekundärelektronen bei einem auftreffenden H^+-Atom

KS-Energie	Al	Cu	Au
23	4,2	4,3	4,6
30	4,1	4,2	4,4
37	4,1	4,3	4,4
46	4,1	4,3	4,5

nämlich rund 4 Sekundärelektronen, bei einem auftreffenden Wasserstoffkern austraten. Im Gegensatz zu den Messungen von Campbell[1]) blieb dieser Wert in dem untersuchten Bereich zwischen 24 und 46 kV unabhängig von der Energie der Kanalstrahlen. Ein Vergleich der vorliegenden Ergebnisse mit den Messungen Campbells ist jedoch deshalb nicht zulässig, weil man heute weiß, daß aus einem positiv aufgeladenen Glühdraht, wie ihn Campbell benützte, nicht nur Protonen, sondern in überwiegender Zahl andere Ionenarten austreten. Auch die Untersuchungen von Füchtbauer[2]) und Saxén[3]) unterscheiden sich von den hier angegebenen Versuchen, da sie mit einem unaufgelösten Kanalstrahlenbündel gemacht worden waren. Bei der magnetischen Auflösung des Kanalstrahlenbündels konnten nur H-Teilchen auf die Metallplatte gelangen, so daß die Verschleierung der Metalleigentümlichkeiten durch eine entstehende Verunreinigung ausgeschlossen war.

Zum Schluß sei noch erwähnt, daß durch Reflexion der Kanalstrahlen die Meßergebnisse vollständig entstellt werden können, wenn zur Messung der Kanalstrahlenintensität nicht, wie im vorliegenden Fall, ein Käfig verwendet wird. Ließ man nämlich bei seitwärts gedrehtem Auffänger die Kanalstrahlen auf die Stirnwand des Käfigs auftreffen und bestimmte jetzt die Kanalstrahlenintensität, während die ausgelösten Sekundärelektronen durch hohe negative Aufladung von B_3 und Meßkammer zurückgehalten wurden, so fand man zwar

1) N. Campbell, Phil. Mag. **29**. S. 783. 1915.
2) Ch. Füchtbauer, Phys. Ztschr. **7**. S. 153. 1906.
3) B. Saxén, Ann. d. Phys. **38**. S. 319. 1912.

bei aufgedampftem Aluminium die richtigen Werte, bei aufgedampftem Gold aber Zahlen, die um etwa 35 Proz. zu klein waren. Dies erklärte sich daraus, daß entsprechend den Beobachtungen von Gerthsen[1]) an Gold im Vergleich zu Aluminium sehr viele Kanalstrahlen reflektiert wurden und nun an der Blende B_3 Sekundärelektronen auslösten, die durch das elektrische Feld auf den Auffänger gezogen wurden. Wie erwartet werden mußte, nahmen hier die gemessenen Zahlen und damit die Reflexion der Kanalstrahlen mit zunehmender Kanalstrahlenenergie ab. Bei den Wasserstoffmolekülen war die Reflexion und die dadurch auf den Auffänger gelangende Sekundärelektronenzahl so groß, daß statt einer positiven eine schwache negative Aufladung beobachtet wurde.

14. Zusammenfassung

Es wurden die Sekundärelektronen nach Zahl und Geschwindigkeit untersucht, die beim Durchgang von Wasserstoffkanalstrahlen durch dünne Metallfolien aus Aluminium und Gold annähernd in Stoßrichtung der Kanalstrahlen, also senkrecht zur Folie, austraten.

Die Ergebnisse zeigen, daß ein großer Teil der beobachteten Sekundärelektronen die Geschwindigkeit besitzt, welche für den Zusammenstoß zwischen H-Teilchen und Elektron aus den elementaren stoßmechanischen Überlegungen zu erwarten ist. Die Gründe für das Auftreten geringfügiger Abweichungen werden eingehend diskutiert.

Außerdem wurde die Zahl der Sekundärelektronen bestimmt, die bei einem auftreffenden Wasserstoffatom aus einer massiven Metallplatte austraten. Diese Zahl blieb in dem untersuchten Bereich von 23—46 kV unabhängig von der Energie der Kanalstrahlen und dem untersuchten Material.

Die vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Tübingen in der Zeit von April 1930 bis Mai 1931 ausgeführt.

---

1) Chr. Gerthsen, Ann. d. Phys. **85**. S. 881. 1928.

Dem Direktor des Physikalischen Instituts, Hrn. Professor Dr. Geiger, möchte ich an dieser Stelle für sein förderndes Interesse an meiner Arbeit herzlich danken. Zu ganz besonderem Dank bin ich Hrn. Privatdozent Dr. Gerthsen verpflichtet, der die Anregung zu dieser Arbeit gab und mir seine wertvolle Hilfe jederzeit gerne zuteil werden ließ.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden im wesentlichen mit Apparaten ausgeführt, die Hrn. Professor Dr. Geiger von dem Elektrophysikausschuß der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt worden waren.

Lebenslauf

Ich, Gerhard Schneider, wurde am 21. Mai 1909 zu Ulm a. D. als Sohn des damaligen Hauptmanns, jetzigen Obersts a. D. in Tübingen, Karl Schneider und seiner Ehefrau Berta geb. Schaal geboren.

Von Herbst 1918 bis Ostern 1919 besuchte ich die Lateinschule zu Leutkirch i. Allgäu. Hierauf trat ich in das humanistische Gymnasium zu Tübingen ein, wo ich Ostern 1927 das Zeugnis der Reife erhielt. Von Ostern 1927 bis Herbst 1928 widmete ich mich an der Universität Tübingen dem Studium der Physik, um dann an die Universität München überzusiedeln. Ostern 1929 kehrte ich nach Tübingen zurück, wo ich seit dem Sommersemester 1930 mit der Ausführung dieser Arbeit beschäftigt war.